В. И. Лев

(под влиянием Л. А. Дорфмана)

Методика термо-газодинамического расчета турбоагрегатов

Оценочный аэродинамический расчёт турбин и компрессоров.

Контакт: lev43.work@gmail.com

2014, 2026

Vladimir Isaakovich Lev

Developed under the scientific influence of L. A. Dorfman.

Methodology for Thermo-Gas-Dynamic Calculation of Turbomachinery

Engineering Aerodynamic Analysis of Turbines and Compressors

Contact: lev43.work@gmail.com

2014, 2026

Описание

Расчёт и проектирование проточной части турбомашин на стадии эскизного проекта:

- оценочный, балансовый, поверочный, проектировочный ... газодинамический расчёт турбомашин и компрессоров;

- тепловой расчёт турбин;

- методика решения как прямой, так и обратной задачи на основе **замкнутой системы нелинейных уравнений** газовой динамики по характерным осредненным параметрам турбомашин (турбин или компрессоров);

- уравнение процесса как для идеального (совершенного) газа, так и для реального газа, использование **i-s** диаграммы;

- механизм преобразования «тепловой энергии» (энергии потока) в механическую энергию и/или наоборот;

Description

Calculation and design of the flow part of turbomachines at the preliminary design stage:

- estimated, balance, verification, and design... gas-dynamic calculation of turbomachines and compressors;

- thermal calculation of turbines;

- methodology for solving both direct and inverse problems based on a closed system of nonlinear gas dynamics equations using characteristic averaged parameters of turbomachines (turbines or compressors);

- process equation for both ideal (perfect) gas and real gas, use of the i-s diagram;

- mechanism of converting "thermal energy" (flow energy) into mechanical energy and/or vice versa;

Ключевые слова и выражения

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

турбомашины, турбины, компрессоры, центробежные компрессоры, лопаточные машины, термодинамика, газовая динамика, системы нелинейных уравнений, анализ течений, термогазодинамический расчет, инженерный анализ, предварительное проектирование

KEYWORDS

turbomachinerys, turbines, compressors, centrifugal compressors, blade machines, thermodynamics, gas dynamics, nonlinear equation systems, flow analysis, thermo-gas-dynamic calculation, engineering analysis, preliminary design

АННОТАЦИЯ

Данная работа представляет математически строгую методику термо-газодинамического анализа турбомашин, основанную на решении замкнутой системы нелинейных уравнений, описывающих усреднённый газовый поток.

Особое внимание уделено физическому механизму преобразования тепловой энергии потока (полной энтальпии) в механическую энергию в турбинах, а также обратному процессу преобразования в компрессорах.

Предложенная методика позволяет учитывать экспериментально полученные и инженерные корректирующие коэффициенты, включая:

• термодинамические свойства реального газа,

• потери энергии (увеличение энтропии),

• эффекты конечного числа лопаток,

• "углы запаздывания" потока относительно углов установки лопастей,

• протечки потока через уплотнения,

• эффекты разделения потока,

• условия отрыва потока и условия возможности запирания потока в компрессорах.

Методика может применяться как к прямым, так и к обратным инженерным задачам, связанным с предварительным проектированием, проверочным анализом и оценкой характеристик турбомашин.

Метод особенно подходит для центробежных компрессоров (с небольшой высотой лопастей по сравнению с их длиной). В этом случае методология может использоваться не только на этапе предварительного инженерного проектирования.

Хотя методология не предназначена для замены детальных трехмерных расчётов, она может служить эффективным и физически согласованным инженерным инструментом для предварительной термогазодинамической оценки и анализа проектирования.

ABSTRACT

This work presents a mathematically rigorous method for thermo-gas-dynamic analysis of turbomachinery, based on solving a closed system of nonlinear equations describing the averaged gas flow.

Special attention is given to the physical mechanism of converting the thermal energy of the flow (total enthalpy) into mechanical energy in turbines, as well as the reverse process of conversion in compressors.

The proposed methodology makes it possible to incorporate experimentally derived and engineering correction factors, including:

- real-gas thermodynamic properties,
- energy losses (entropy increase),
- finite blade number effects,
- "flow lag angles" relative to the blade setting angles,
- flow leaks through seals,
- flow separation effects,
- flow separation conditions and flow choking conditions in compressors.

The methodology may be applied to both direct and inverse engineering problems associated with preliminary design, verification analysis, and performance estimation of turbomachinery.

The method is particularly suitable for centrifugal compressors (with small blades height relative to their length). In this case, the methodology can be used not only at the stage of preliminary engineering design.

Although the methodology is not intended to replace detailed three-dimensional calculations, it can serve as an efficient and physically consistent engineering tool for preliminary thermo-gas-dynamic estimation and design analysis.

Замечание:

Хочу обратить внимание на качество проводимых расчётов по «строгой методике» приведённой в данной работе, например:
1) прекрасное подтверждение характера изменения КПД двигателя в зависимости от высоты полёта;
2) в зависимости от изменения диаметра (площади) проходного сечения обеспечивается дополнительное увеличение расхода воздуха, соответствующее наличию «фэна», что способствует увеличению КПД турбовентиляторных двигателей воздушных лайнеров и т.п.

Особенно приличные результаты давали аэродинамические ***расчёты центробежных компрессоров****, имеющих* ***низкую высоту лопастей*** *относительно их длины вдоль потока.*

Note:

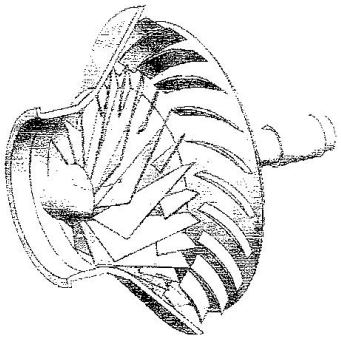
I would like to draw attention to the quality of the calculations carried out according to the “strict methodology” presented in this work, for example:

1) an excellent confirmation of the nature of the change in engine efficiency depending on flight altitude;

2) depending on the change in the diameter (area) of the flow section, an additional increase in air flow is provided, corresponding to the presence of a “fan,” which contributes to the increase in efficiency of turbofan engines of airliners, etc.

Particularly good results were given by aerodynamic calculations of centrifugal compressors, which have low blade height relative to their length along the flow.

.



СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие……..6

Цель расчёта……11

Литература……13

Обозначения параметров……15

Базисные физические зависимости и предположения. Система уравнений динамики одномерного потока сжимаемого газа в проточной части турбомашин……24

Описание порядка расчёта……33

Дополнения……54

Дополнение 1 обобщение модели течения и преобразования энергии для реального (несовершенного) газа (пара)……55

Дополнение 2 термодинамика и газодинамика поточных процессов и процессов преобразования энергии ……66

Дополнение 3 некоторые аспекты постановки задачи …….73

Заключение. Как со мной связаться……76

Ещё раз о данной работе:

(своего рода «научно-техническая беллетристика»)……..77

Немного о себе: научно-техническая биография…79

Благодарности:……86

Ещё одно Заключение. Как со мной связаться……88

ПРЕДИСЛОВИЕ

В различных источниках по так называемому «тепловому расчету» (балансовому, поверочному, эскизному, проектировочному ... расчету или, иначе говоря, одномерному расчету по осредненным параметрам на «среднем радиусе») турбомашин (турбин или компрессоров) излагается термо-газодинамический подход подобного расчета, заключающегося в использовании *набора* «правильных» формул, каждая из которых существует изолированно, как будто бы сама по себе.

Например, часто используется формула для «располагаемой работы» («потребной» работы для компрессоров), выражающую возможную «сработку» энтальпии через **заданную** степень сжатия для адиабатического процесса:

$$\Delta H = \frac{k}{(k-1)} * \frac{p_1}{\rho_1} * \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$$

При этом не идет речи об использовании **замкнутой системы уравнений** одномерной газовой динамики лопаточных машин,

в противоположность, например, тому, как это делается математически строго в «одномерных» прочностных расчётах каких либо конструкций на «уровне сопромата» по отношению к «подробным» трёх мерным расчетам на уровне теории упругости.

Такой нестрогий, условно говоря инженерный подход, при наличии накопленных экспериментальных данных, конечно, позволяет производить некоторую, я бы сказал, «прикидку» («оценку») проектируемого лопаточного аппарата.

В настоящей работе приводится ***строгая*** методика (единый подход) решения «прямой и/или обратной задачи» на основе **замкнутой системы нелинейных уравнений** одномерной газовой динамики турбомашин (турбин или компрессоров) с учетом, ***«механизма» преобразования «тепловой энергии» (энергии потока) в механическую или наоборот***. С математической точки зрения, - это можно рассматривать как движение газа (сжимаемой жидкости) в «обобщенной трубке тока», представляющую из себя осесимметричную поверхность тока с переменной толщиной «слоя». Используется модель бесконечной густоты лопаточной решётки с учётом «загромождения» в/для которой произведены необходимые осреднения параметров потока в «поперечных направлениях» в осесимметричной «естественной» системе координат с переходом во вращающуюся систему для рабочих колес турбомашин.

Автор не ставит своей целью отменить весь накопленный инженерно-конструкторский опыт.

Методика допускает использовать следующие экспериментальные наработки, зависимости и характеристики, непосредственно вводимые в расчет естественным способом (например, в виде некоторых поправочных коэффициентов):

1 - реальные свойства среды (формулы аппроксимирующие уравнения состояния реальных газов (водяного пара), соответствующие, например, **i-s** диаграмме). Об этом будет говориться ниже в «Дополнении 1».

2 - «потери энергии» (рост энтропии) в рамках «адиабатической модели» вызванные, как вязкостными потерями «на трение», так и ударными явлениями в «сверхзвуке» или условными ударными явлениями на входной кромке в рамках модели бесконечной густоты решётки. Эти «потери» вводятся через коэффициент неизэнтропичности $\sigma = \sigma(\xi)$, зависящий, в свою очередь от коэффициента потери скорости ξ.

3 - учёт разного рода потерь и изменения проходных сечений связанных с отрывными явлениями.

4 - учёт конечности числа лопастей.

5 - учёт углов отставания.

6 - учёт «перетечек» через зазоры.

7 - условия возникновения «помпажа» или «запирания потока» в компрессорах.

8- и т.д. и т.п.

В принципе, можно учитывать и неадиабатичность процесса (как некое непостоянство энтальпии и энтропии при теплообмене через стенки канала проточной части, теплоотводе).

По данной методике можно, как частный случай, производить одномерный расчет течения газа (сжимаемой жидкости) в трубопроводах, аналогично гидравлическому расчету; расчет эжекторов. Допускается одномерная интерпретация дозвукового и сверхзвукового течений (например, в сопле Лаваля).

Данная методика, конечно, не претендует на подмену подробного трёхмерного расчёта, а «претендует» только на «оценочный термо-газодинамический расчёт».

Надо отметить, что достаточно хорошо этот расчёт «описывает» поток в центробежных компрессорах с малой высотой лопаток по отношению к их длине и … т.п.

Замечание:

Особо хочу обратить внимание на метод решения поставленной задачи, по сути дела, предложенный Л. А. Дорфманом [1], в котором вся нелинейность системы сводится («загоняется») после некоторого преобразования в некое (одно) трансцендентное уравнение. Назовем его – **уравнением Дорфмана**.

Данное уравнение легко решается «методом Ньютона», при этом Л. А. Дорфман предложил использовать некую аппроксимацию, дающую очень хорошее начальное приближение как для дозвукового, так и для сверхзвукового случаев.

Обо всем этом конкретно будет сказано ниже.

ЦЕЛЬ РАСЧЕТА

Представляемая методика позволяет решать:

1. как «прямую задачу», а именно, определение параметров потока (давления, плотности, температуры, скорости), мощности, КПД и т.п. по заданному расходу, условиям на входе и выходе из аппарата, угловой скорости вращения ротора, основным параметрам, характеризующим геометрическую конфигурацию проточной части (средним радиусам проточной части направляющих аппаратов и рабочих колес, проходным сечениям, углам входа и выхода); кроме этих параметров, определяющих движение квази-идеальной сжимаемой жидкости в проточной части турбомашин и «механизм преобразования энергии», задаются параметры для учета потерь энергии (роста энтропии), «углов отставания» и т.п. «экспериментальные данные»;
2. так и «обратную задачу» - определение основных геометрических параметров проточной части по заданным параметрам потока.

3.Могут решаться и «смешанные задачи», когда задана только часть геометрических параметров, а другая часть определяется из расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорфман Л.А. «Численные методы в газодинамике турбомашин», «Энергия», Ленинградское отделение, 1974.
2. Степанов Г.Ю. «Гидродинамика решеток турбомашин»
3. Жуковский М. И.«Аэродинамический расчет потока в осевых турбомашинах», Ленинград : Машиностроение. [Ленингр. отд-ние], 1967.
4. Валландер С.В. «Лекции по гидроаэромеханике», Издательство Ленинградского университета, Ленинград, 1978.
5. Серрин Дж. «Математические основы классической механики жидкости».М.ИЛ.1963; 2001.
6. Лойцянский. Л.Г. «Механика жидкости и газа».- М.: Наука, 1978.-736 с.
7. Кочин Н.Е. , Кибель И.А., Розе Н.В. «Теоретическая гидромеханика» ч.1, ч.2
8. Седов Л.И. «Механика сплошной среды» т.1, т.2
9. Гинзбург И.П. «Аэрогазодинамика», М., Высшая школа, 1966.

10. Бэр Г.Д. «Техническая термодинамика», М. : Мир, 1977.
11. Кириллин В.А., Сычев В.В., Швейдлин А.Е. «Техническая термодинамика», Энергоатомиздат, 1987.
12. Леонова В.Ф. «Термодинамика», М., Высшая школа, 1968.
13. Беляев Н.М. «Термодинамика», К., Вища школа, 1987.

Примеры INTERNET SITE-ов для расчётов по формулам аппроксимирующим уравнения состояния термодинамических свойств реальных газов (водяного пара) (от МЭИ и IAPWS):

Уравнения "IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam" ("Система уравнений Международной ассоциации по свойствам воды и водяного пара для вычисления термодинамических свойств воды и водяного пара в промышленных расчетах 1997 года"):

14. http--twt.mpei.ac.ru- СПР-К ТЕПЛОФИЗ. Св-ва Раб. В-ств .pdf

15. http--www.iapws.org-REGIONs EQUATIONs.pdf

16. http--www.iapws.org-relguide-IF97-Rev.pdf

17. IAPWS Releases, Supplement Rel-s, Guidl-s,Advisory Notes

18. IAPWS-IF97 Indust. Formul..Thermodyn.Prop-s of Water – Steam

19. International Association for the Properties of Water and Steam

20. Moscow Power Engineering Institute Mathcad Calculation Server

21. MPEI's online calculation page in reg.1

22. MPEI's online calculation page in reg.2

23. MPEI's online calculation page in reg.3

24. MPEI's online calculation page in reg.5

25. Добро пожаловать на сайт программы WaterSteamPro

Примеры работ по «оценочным» расчётам турбомашин:

26.Галеркин.Ю.Б.Казаченко.Л.И. «Турбокомпрессоры»,Санкт-Петербург, Издательство Политехнического университета, 2008.

27. К.В Холщевников. «Теория и расчёт авиационных лопаточных машин», М.: Машиностроение, 1970. 610 с.

28. А.А. Митрофанов. «Теория и расчет лопаточных машин ВРД», рукопись 2003, ч.1,2,3.

29. Чумаков Ю. А. **ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ КОМПРЕССОРОВ ТРАНСПОРТНЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ И КОМБИНИРОВАННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**. МГТУ МАМИ , 2009

30. «Encyclopedia of Fluid Mechanics», vol. 8, Yasutoshi Senoo, Hiroshi Hayami «Impeller Blade Design in Centrifugal and Axial Blowers», Chapter 21, p.793-816.

31. Internet Site: Процесс расширения пара в турбинной ступени – Лекция

http://works.doklad.ru/view/t-RbDPT1wHQ.html

Обозначения параметров

G - массовый расход газа (воздуха) [кг/сек];

N - мощность [W];

NQ - тепловая мощность [W];

η - КПД;

k - показатель адиабаты (например для воздуха: k=1.4);

n - показатель политропы;

c_p - теплоёмкость при постоянном давлении [дж/(кг*К)];

c_v - теплоёмкость при постоянном объёме [дж/(кг*К)];

$R_{gas} = c_p - c_v$ - газовая постоянная [дж/(кг*К)];

ρ - плотность [кг/$м^3$];

$v = \frac{1}{\rho}$ - удельный объём [$м^3$/кг];

Обычно v используется в «курсах термодинамики».

p - статическое давление [Па];

T - температура потока, выраженная в абсолютных единицах измерения - [К];

s - энтропия [дж/(кг*К)];

$En = \frac{p}{\rho^{k}}$ - монотонно возрастающая (неубывающая) функция («энтропийная функция»);

σ - коэффициент неизоэнтропийности ($\sigma \leq 1$);

$\sigma = \sigma(\xi)$;

ξ - экспериментальный коэффициент потерь энергии (коэффициент потери скорости);

a - местная скорость звука [м/сек];

M - число Маха;

H - полная удельная энтальпия потока (константа Бернулли) [дж/кг];

$H_{\text{р.к.}}$ - обобщённая энтальпия потока (константа Бернулли, «ротальпия») в относительном движении **РК** [дж/кг];

i - удельная энтальпия потока [дж/кг];

e - удельная внутренняя энергия [дж/кг];

ω - угловая скорость вращения рабочего колеса (**РК**) [рад/сек] или [1/сек], (ей соответствует число оборотов ротора **РК** – **nn** [об/мин] или [rpm]);

r - радиус (средний радиус) [м];

r_1 - радиус (средний радиус) **НА** или **РК** на входной кромке [м];

r_2 - радиус (средний радиус) **НА** или **РК** на выходной кромке [м];

$u = \omega * r$- линейная (переносная) скорость [м/сек];

$\overrightarrow{C_m(C_r, C_z)}$- меридиональная составляющая вектора скорости [м/сек];

$\overrightarrow{C(\overrightarrow{C_m}, C_u)}$- вектор скорости в абсолютной (неподвижной) системе координат [м/сек];

Иначе:

$\overrightarrow{C(\overrightarrow{C_m}, C_u)} \equiv \overrightarrow{C(C_r, C_z, C_u)}$- вектор скорости в абсолютной (неподвижной) системе координат [м/сек];

$\overrightarrow{W(\overrightarrow{C_m}, W_u)}$- вектор скорости в относительной (вращающейся) системе координат [м/сек];

C_z - проекция вектора скорости на осевое направление [м/сек];

C_r - проекция вектора скорости на радиальное направление [м/сек];

C_u - проекция вектора абсолютной скорости на окружное направление [м/сек];

W_u - проекция вектора относительной скорости на окружное направление [м/сек];

Имеем: $C_u = W_u + u$;

C_n - нормальная составляющая меридиональной скорости $\overrightarrow{C_m}$ к проходному сечению [м/сек];

F - площадь проходного сечения [$м^2$];

χ - «загромождение» (относительная толщина лопатки к шагу решётки; $0 \leq \chi < 1$);

n - число лопаток;

β - угол между направлением вектора окружной скорости $\vec{u}$ и вектором относительной скорости $\overrightarrow{W}$ [deg] или [rad];

$\rho * C_m$- величина «массовой скорости» [кг/(м^2 * сек)];

γ - угол между осесимметричной поверхностью тока и осью z в меридиональной плоскости, т.е. между направлением вектора $\overrightarrow{C_m(C_r, C_z)}$ и осью z [deg] или [rad];

Индексы

0 - параметры торможения потока в абсолютном движении;

$0w$ - параметры торможения потока в относительном движении;

$*$, кр - критические параметры;

w - параметры потока в относительном движении;

z - осевое направление;

r - радиальное направление;

u - окружное направление;

m - меридиональное направление (направление вдоль образующей поверхности тока (поверхности вращения));

i - номер сечения проточной части;

1 - параметры на входе в лопаточный аппарат (**НА** или **РК**);

2 - параметры на выходе из лопаточного аппарата (**НА** или **РК**);

из. - параметры потока, соответствующие изэнтропическому процессу;

неиз. - параметры потока, соответствующие неизэнтропическому процессу;

ад. - параметры характерные для адиабатического процесса;

турб. - параметры характерные для турбин;

компр. - параметры характерные для компрессоров;

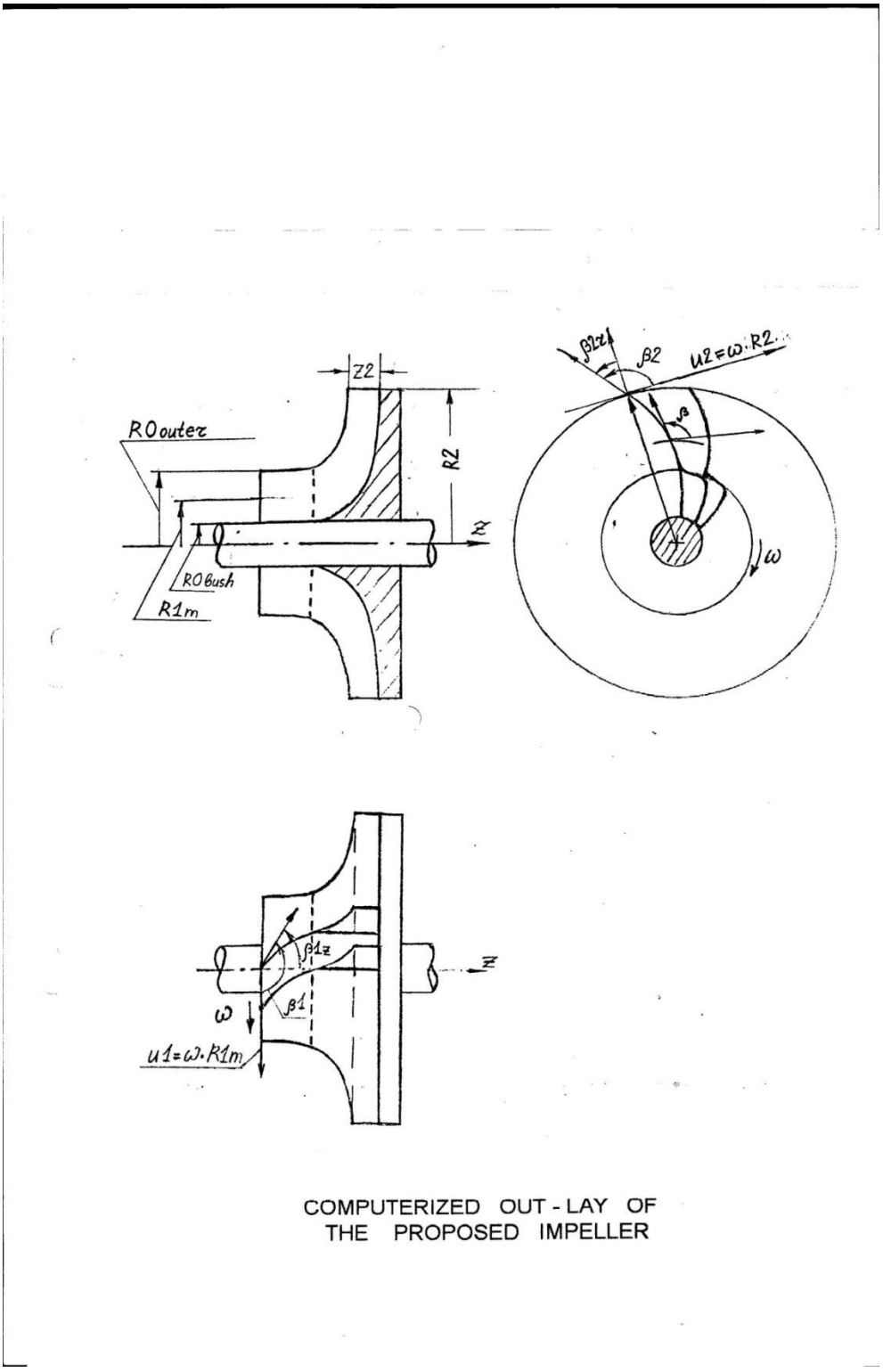
ступ. - параметры ступени турбоагрегата;

вых. агр. - параметры на выходе из турбоагрегата;

агр. - параметры турбоагрегата в целом;

атм. - параметры окружающей среды;

Рис. Схема проточной части центробежного компрессора.



COMPUTERIZED OUT - LAY OF
THE PROPOSED IMPELLER

БАЗИСНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ одномерного потока СЖИМАЕМОГО ГАЗА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБОМАШИН

Для решения поставленной задачи рассматривается система уравнений газовой динамики идеальной сжимаемой жидкости (газа) в одномерной (квази-двухмерной) постановке для стационарного поточного процесса.

Наличие относительно большого числа рабочих лопаток позволяет использовать **модель бесконечно густой решетки.** Существует возможность косвенно учитывать конечность числа лопаток.

Движение газа (рабочей среды) считаем адиабатическим (пренебрегаем отводом тепла через стенки проточной части).

Рабочее тело будем рассматривать как «совершенный газ», т.е. подчиняющийся уравнению состояния Клайперона-Менделеева

$$\frac{p}{\rho} = R_{gas} * \mathrm{T} \qquad (0)$$

$R_{gas} = \mathrm{c}_p - \mathrm{c}_v$; $\qquad \mathrm{k} = \frac{\mathrm{c}_p}{\mathrm{c}_v}$;

Замечание:

В этой работе используется термин «совершенный газ» вместо общепринятого в курсах термодинамики термина «идеальный газ», подчиняющегося уравнению состояния Клайперона-Менделеева, в отличие от «реальных газов», подчиняющихся более сложным уравнениям состояния. Это сделано сознательно, чтобы не было путаницы с термином «идеальная жидкость», имеющий совсем другой смысл, связанный с идеализацией рабочего тела, как не имеющего вязкостных эффектов при своём движении, что соответствует изэнтропическому процессу.

1) Уравнение неразрывности (уравнение сохранения расхода):

$$\rho * C_n * \mathrm{F} = \mathrm{G} \equiv \mathrm{Const}_1 \qquad (1)$$

где: $C_n \equiv C_m$;

$\mathrm{F} = (1 - \chi)^* \mathrm{F}_i$; F_i- геометрическая площадь проходного сечения [м^2], без учёта «загромождения»;

2) Различные модификации уравнения Бернулли (закона сохранения или преобразования энергии для стационарных поточных процессов):

- Уравнение Бернулли в абсолютном движении для расчета параметров потока в направляющем аппарате (**НА**) или в свободном пространстве

$$\mathrm{H} = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * \frac{p}{\rho} + \frac{\left(C_m{}^2 + C_u{}^2\right)}{2} \equiv \mathrm{Const}_{2,1} \qquad (2.1)$$

При этом: $\mathrm{H} = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * \frac{p_0}{\rho_0}$

- Уравнение Бернулли в относительном движении для расчета параметров потока в рабочем колесе (**РК**)
  (в областях преобразования «энергии потока»
  и механической энергии)

$$\mathrm{H_{р.к.}} = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * \frac{p}{\rho} + \frac{(C_m{}^2 + W_u{}^2)}{2} - \frac{u^2}{2} \equiv \mathrm{Const}_{2,2} \quad (2.2)$$

При этом: $\mathrm{H_{р.к.}} = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * \frac{p_{0w}}{\rho_{0w}} - \frac{u^2}{2}$

Где: $u = \omega * r;$ $W_u = C_u - u;$ $C_u = W_u + u;$

- Обобщенная энтальпия (ротальпия) в относительном движении получается из энтальпии на входе в проточную часть **РК** следующим образом:

$$\mathrm{H_{р.к.}} = \mathrm{H}_1 - \omega * (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}} \quad (2.2.1)$$

где: $(r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}$ – «закрутка» потока на входе в **РК.**

Энтальпия в абсолютном движении на выходе из **РК** :

$$\mathrm{H}_2 = \mathrm{H_{р.к.}} + \omega * (r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} \quad (2.2.2)$$

где: $(r * C_u)_{\text{вых.р.к.}}$ – «закрутка» потока на выходе из **РК.**

Таким образом, получаем формулу для удельной работы, выражающую «сработку» энтальпии через «закрутку» потока на входе и выходе **РК** (формула Эйлера):

$$\Delta H \equiv H_2 - H_1 = \omega * [(r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} - (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}]$$

$$(2.2.3)$$

Где, в случае компрессорной ступени $\Delta H > 0$, таким образом, получаем, что подводимая техническая работа на валу преобразуется в прирост полной энтальпии потока.

В случае турбинной ступени $\Delta H < 0$, что соответствует тому, что декремент полной энтальпии потока преобразуется в техническую работу на валу.

Полная удельная энтальпия H , представима в виде суммы:

- «пьезометрического напора», а по другой терминологии (см. у Бэра [11]) «specific flow energy = удельной энергии потока»: $(\frac{p}{\rho})$;
- удельной внутренней энергии для совершенного газа: e = $(\frac{p}{(k-1)*\rho})$;
- «скоростного напора»: $(\frac{(C_m{}^2+C_u{}^2)}{2})$;
- при этом, мы пренебрегаем потенциальной энергией в поле силы тяжести, как говорят, геометрическим напором.

Для совершенного газа сумма пьезометрического напора и удельной внутренней энергии представляет энтальпию:

$$i = \frac{p}{\rho} + e = \frac{p}{\rho} + (\frac{p}{(k-1)*\rho}) = \frac{k}{(k-1)} * \frac{p}{\rho}$$

3) Уравнение процесса (уравнение Пуассона), соответствующее условию постоянства энтропии для совершенного газа (изоэнтропический процесс):

$$En = \frac{p}{\rho^{\mathrm{k}}} \equiv \mathrm{Const}_3 \qquad (3.1)$$

«Совершенный газ», т.е. подчиняющийся уравнению состояния Клайперона-Менделеева

$$\frac{p}{\rho} = R_{gas} * \mathrm{T} \qquad (0)$$

$R_{gas} = \mathrm{c}_p - \mathrm{c}_v$; $\mathrm{k} = \frac{\mathrm{c}_p}{\mathrm{c}_v}$;

- Уравнение процесса, соответствующее условию роста энтропии в связи с наличием «потерь энергии», вернее уменьшением «эксергии» по терминологии принятой, например, у Бэра [10], что является неким **обобщением модели идеальной сжимаемой жидкости** (неизэнтропический процесс):

$$\frac{p}{\rho^{\mathrm{k}}} * \sigma^{\mathrm{k-1}} = En * \sigma^{\mathrm{k-1}} \equiv \mathrm{Const}_3 \qquad (3.2)$$

Где: $\sigma, (\sigma \leq 1)$ - коэффициент неизоэнтропичности;

Для турбинных решёток:

$\sigma = \sigma\ (\xi)$;

ξ - экспериментальный коэффициент потерь энергии (опытный коэффициент потери скорости); ξ - может соответствовать потерям связанных с различного сорта диссипативными явлениями (вязкостное трение, ударные волны, перемешивание потока и т.д.).

$$\xi = 1 - \frac{\lambda_{w,\text{неиз.}}{}^2}{\lambda_{w,\text{из.}}{}^2} = 1 - \frac{W_{\text{неиз.}}{}^2}{W_{\text{из.}}{}^2};$$

или $\lambda_{w,\text{неиз.}}{}^2 = \lambda_{w,\text{из.}}{}^2 * (1 - \xi)$;

где: $\lambda_{w,\text{из.}}$, $\lambda_{w,\text{неиз.}}$- коэффициенты скорости (в относительном движении, соответственно, для изоэнтропического и неизэнтропического процессов):

$$\lambda_{w,\text{из.}} = \frac{W_{\text{из.}}}{a_{\text{кр}}}; \qquad \lambda_{w,\text{неиз.}} = \frac{W_{\text{неиз.}}}{a_{\text{кр}}};$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{вх.}}} = \frac{\pi(\lambda_{w,\text{из.}})}{\pi(\lambda_{w,\text{неиз.}})};$$

где: $\pi = \pi(\lambda_{w.})$ - газодинамическая функция давления;

Для компрессорных решёток:

$\sigma, (\sigma \leq 1)$ - коэффициент неизоэнтропичности (коэффициент восстановления полного давления);

$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{вх.}}} = \frac{p_{0w,\text{неиз}}}{p_{0w,\text{из}}}$;

Замечание

Отсюда для $En_i = \frac{p_i}{\rho_i{}^{\text{k}}}$

(где: i - номер сечения проточной части;)

получаем:

$En_i \leq En_{i+1}$, что соответствует росту энтропии (уменьшению «эксергии»).

- В охлаждаемом компрессоре, в случае отвода тепла, в принципе, возможно проводить расчет с показателями политропы $n_i < \text{k}$, что соответствует промежуточному охлаждению компрессорных ступеней:

$$En_i = \frac{p}{\rho^{n_i}} \equiv \text{Const}_3 \qquad (3.3)$$

4) Уравнение момента количества движения.

- Уравнение сохранения момента количества движения в свободном безлопаточном пространстве:

$$r * C_u \equiv \mathrm{Const}_4 \qquad (4.1)$$

- Уравнение изменения момента количества движения на рабочем участке лопаточного аппарата **РК**:

$$r * C_u = r * (W_m * \mathrm{Ctg}\beta + \mathrm{u}) \qquad (4.2)$$

что соответствует: $u = \omega * r;$ $W_m \equiv C_m;$

$$W_u = W_m * \mathrm{Ctg}\beta; \qquad (4.2.1)$$

$$C_u = W_u + u; \qquad (4.2.2)$$

- Уравнение изменения момента количества движения на рабочем участке лопаточного аппарата **НА**:

$$r * C_u = r * (C_m * \mathrm{Ctg}\beta) \qquad (4.2')$$

что соответствует: $u \equiv 0$; $W_m \equiv C_m$;

$$C_u = C_m * \mathrm{Ctg}\beta; \qquad (4.2.1')$$

ОПИСАНИЕ ПОРЯДКА РАСЧЕТА

Для примера рассматривается **решение прямой** задачи ***относительно переменных***:

ρ - плотности газа [кг/м^3];

p - статического давления [Pa];

$\overrightarrow{C(\overrightarrow{C_m}, C_u)}$ - вектора скорости в абсолютной (неподвижной) системе координат [м/сек];

или

$\overrightarrow{W(\overrightarrow{C_m}, W_u)}$- вектора скорости в относительной (вращающейся) системе координат для **РК** [м/сек];

, когда ***заданы***:

режимные параметры:

– G - массовый расход газа [кг/сек];

– ρ - плотность газа на входе [кг/м^3];

– p - статическое давление на входе [Pa];

– $(r * C_u)_{\text{вх.}}$ – начальная «закрутка» потока на входе [м*м/сек],

(обычно принимаем на входе в турбомашину $(r * C_u)_{\text{вх.}} = 0$);

– ω - угловая скорость вращения рабочего колеса (**РК**) [рад/сек] или [1/сек];

– ξ - экспериментальные коэффициенты потерь энергии (коэффициенты потери скорости) в каждом расчётном сечении;

конструктивные параметры:

– F - площади проходных сечений [$м^2$];

– χ - «загромождение» ($0 \leq \chi < 1$);

– $r_{\text{вх.}}$ - средний радиус входа в рабочую область (**НА** или **РК**) [м];

– r_i - средний радиус текущего сечения рабочей области (**НА** или **РК**) [м];

– $r_{\text{вых.}}$ - средний радиус выхода из рабочей области (**НА** или **РК**) [м];

– $\beta_{\text{вх.}}$ - угол входа в рабочую область [deg] или [rad];

– $\beta_{\text{вых.}}$ - угол выхода из рабочей области [deg] или [rad];

– β_i - текущий угол в выбранном сечении рабочей области [deg] или [rad];

В инженерной практике, обычно, угол β по отношению к **НА** обозначают как $\boldsymbol{\alpha}$**.** Мы этого делать не будем, а будем использовать **единое обозначение - $\boldsymbol{\beta}$** как для **НА**, так и для **РК**.

Ещё обращаю внимание на то, что в данной работе **$\boldsymbol{\beta}$ отсчитывается единообразно** (т.е. в одной и той же системе координат), а именно - это поточный угол *между* окружной проекцией вектора скорости на «направление вращения» (направление u) и *между* направлением вектора скорости по отношению к данному лопаточному аппарату (**НА** или **РК** соответственно). Такой не совсем инженерный, но вполне естественный с математической точки зрения универсальный подход позволяет просто, автоматически проводить расчёты, не заботясь о выборе знаков.

В ***результате расчета*** определяем: всевозможные параметры потока в расчетных сечениях, «сработку» энтальпии ΔH, механическую мощность (потребляемую компрессором или «вырабатываемую» на валу турбины) N, различного сорта КПД турбомашины (турбинной или компрессорной ступени).

В этой работе все формулы для вычислений представлены в **Международной системе единиц СИ**, что, по-моему, наиболее естественно и просто, т.к. эта система единиц является когерентной, иначе говоря, в ней отсутствуют какие-либо переходные множители, как не имеющие физического смысла. Впрочем, можно пользоваться и любой другой когерентной системой единиц.

Расчет производится в следующем порядке:

1. Из уравнения неразрывности (1) находим проекцию «массовой скорости» на нормаль к расчетному проходному сечению :

$$(\rho * C_m) = \frac{G}{F}; \qquad (5)$$

где:$F = (1 - \chi) * F_i;$

F_i - геометрическая площадь проходного сечения [$м^2$], без учёта «загромождения»;

2. Определение осредненной плотности в расчетных сечениях производится на основе решения различных вариантов трансцендентного уравнения, представленного ниже и выводимого из уравнений системы (1) – (4) в различных ее модификациях.

2.1 Для получения параметров потока в расчетных сечениях лопаточного аппарата **РК** требуется решить следующее трансцендентное уравнение относительно плотности ρ_i (i - номер сечения):

$$\left(\frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * En_i\right) * \rho^{\mathrm{k}+1} - \left(\mathrm{H}_{\text{р.к.}} + \frac{u^2}{2}\right) * \rho^2 + \frac{(1+Ctg^2\beta)}{2} * (\rho * W_m)^2 = 0 \quad (6.1)$$

Где: $W_m \equiv C_m$;

$(\rho * W_m)$ – известно из (5);

Уравнение (6.1) получается из уравнений системы (1), (2.2), (2.2.1), (3.2) и (4.2).

2.2 Для получения параметров потока в расчетных сечениях лопаточного аппарата **НА** требуется решить следующее трансцендентное уравнение относительно плотности ρ_i (i - номер сечения):

$$\left(\frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * En_i\right) * \rho^{\mathrm{k}+1} - \mathrm{H} * \rho^2 + \frac{(1+Ctg^2\beta)}{2} * (\rho * C_m)^2 = 0 \quad (6.1')$$

Где: $W_m \equiv C_m$; $(\rho * C_m)$ – известно из (5);

Уравнение (6.1’) получается из уравнений системы (1), (2.1), (2.2.2), (3.2) и (4.2’).

2.3 При движении в свободном пространстве рассматривается следующее трансцендентное уравнение относительно плотности ρ_i (i - номер сечения):

$$\left(\frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * En_i\right) * \rho^{\mathrm{k}+1} - (\mathrm{H} - \frac{C_u{}^2}{2}) * \rho^2 + \frac{1}{2} * (\rho * C_m)^2 = 0 \quad (6.2)$$

Где: $(\rho * C_m)$ – известно из (5);

Уравнение (6.2) получается из уравнений системы (1), (2.1), (2.2.2), (3.2) и (4.1).

Замечание 1:

Обобщенная энтальпия (ротальпия) в относительном движении ($\mathrm{H}_{\text{р.к.}}$) получается из энтальпии на входе в проточную часть **РК** (H_1) следующим образом:

$$\mathrm{H}_{\text{р.к.}} = \mathrm{H}_1 - \omega * (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}} \quad (2.2.1)$$

где: $(r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}$ – «закрутка» потока на входе в **РК.**

Энтальпия в абсолютном движении на выходе из **РК** (H_2) :

$$\mathrm{H}_2 = \mathrm{H}_{\text{р.к.}} + \omega * (r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} \quad (2.2.2)$$

где: $(r * C_u)_{\text{вых.р.к.}}$ – «закрутка» потока на выходе из **РК.**

Замечание 2:

Данное трансцендентное уравнение (6.1), или (6.1’), или (6.2) было предложено Л.А.Дорфманом [1], и я бы назвал его **«уравнением Дорфмана».**

Представим различные формы уравнения Дорфмана в следующем общем виде:

$$\check{\mathrm{E}} * \rho^{\mathrm{k}+1} - \check{\mathrm{H}} * \rho^2 + \check{\mathrm{K}} * (\rho * C_m)^2 = 0 \qquad (6)$$

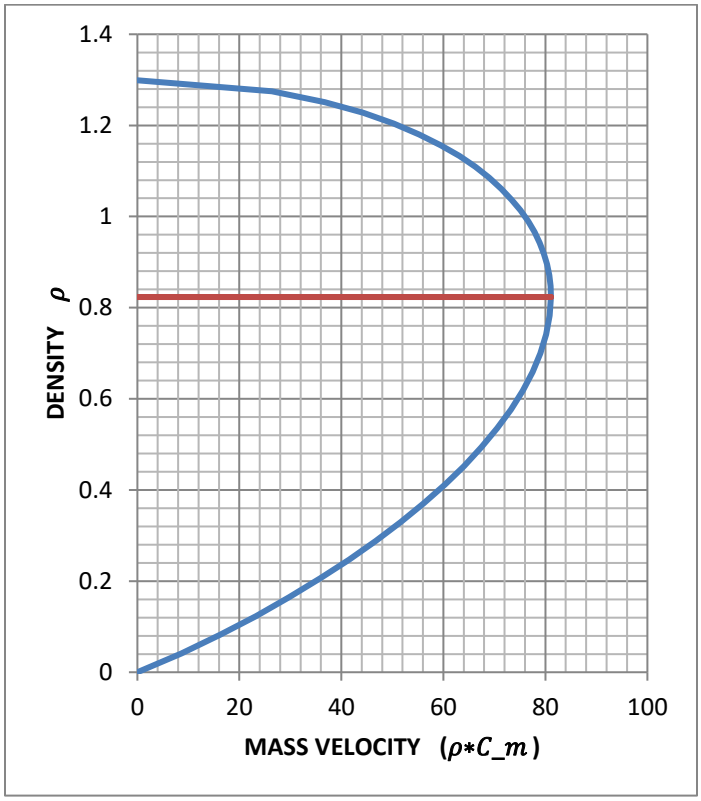
где: $(\rho * C_m)$ - величина «массовой скорости» - известной из (5);

Уравнение (6) легко решается «методом Ньютона», при этом Дорфман Л.А. предложил использовать некую аппроксимацию, дающую очень хорошее начальное приближение как для дозвукового, так и для сверхзвукового случаев. **Выражение (6) – можно рассматривать как неявную функцию $\boldsymbol{\rho = \rho(\rho * C_m)}$, выражающую зависимость плотности ($\boldsymbol{\rho}$) от «массовой скорости»** $\boldsymbol{(\rho * C_m)}$;

График зависимости плотности (ρ) от «массовой скорости» ($\rho * C_m$)

$$\rho = \rho(\rho * C_m) \qquad (6')$$

будет выглядеть таким образом:



Построение «начального приближения»:

Функция $\rho = \rho(\rho * C_m)$ (6') является двузначной. «Верхняя ветвь» соответствует дозвуковому течению (для заданной «массовой скорости» ($\rho * C_m$)) (M <= 1), а «нижняя ветвь» соответствует сверхзвуковому течению (для той же «массовой скорости» ($\rho * C_m$)) (M >= 1).

Пределы изменения «массовой скорости» ($\rho * C_m$) – от 0 до критической «массовой скорости» $(\rho * C_m)_*$ соответствующей «критическому расходу» для данного проходного сечения при M = 1.

Пределы изменения плотности (ρ) - от 0 до плотности торможения (ρ_0), при этом критической «массовой скорости» $(\rho * C_m)_*$ соответствует критическая плотность ρ_* при M = 1.

Из (6), при C_m = 0, получим значение плотности торможения:

$$\rho_0 = (\frac{Ĥ}{Ĕ})^{\frac{1}{(k-1)}} \qquad (7)$$

Зная плотность торможения, через «газодинамические функции» при M = 1, найдем критическую плотность ρ_* по формуле:

$$\rho_* = \rho_0 * (\frac{2}{k+1})^{\frac{1}{(k-1)}} \qquad (8)$$

Если рассматривать (6) как функцию зависимости «массовой скорости» от плотности, то в явном виде получим критическую «массовую скорость» :

$$(\rho * C_m)_* = \sqrt{\frac{Ĥ*\rho_*{}^2 - Ĕ*\rho_*{}^{k+1}}{Ǩ}} \qquad (9)$$

При решении уравнения (6) для построения начального приближения **в дозвуковом случае** представим верхнюю ветвь графика (6') приближенно как эллипс с центром в (0; ρ_*), который имеет своими главными полуосями: по оси абсцисс - значение ($(\rho * C_m)_*$) из (9), а по оси ординат - значение ($\rho_0 - \rho_*$) из (7) и (8).

Тогда аппроксимация функции $\rho = \rho(\rho * C_m)$ (6'), дающей начальное (нулевое) приближение плотности для заданных значений «массовой скорости» **в дозвуковом случае** будет выглядеть так:

$$\rho_{appr\ 0} = \rho_{appr\ 0}(\rho * C_m) = \rho_* + [(\rho_0 - \rho_*) * \sqrt{1 - (\rho * C_m)^2/(\rho * C_m)_*{}^2}\ ]; \qquad (10)$$

При решении уравнения (6) для построения начального приближения **в сверхзвуковом случае** представим нижнюю ветвь графика (6’) приближенно как параболу с «вершиной» в точке $((\rho * C_m)_*; \rho_*)$; с осью параллельной оси абсцисс $(\rho * C_m)$ и направленной в противоположную сторону; при этом парабола проходит через начало координат (0; 0).

Тогда аппроксимация функции $\rho = \rho(\rho * C_m)$ (6’), дающей начальное (нулевое) приближение плотности для заданных значений «массовой скорости» **в сверхзвуковом случае** будет выглядеть так:

$$\rho_{appr\ 0} = \rho_{appr\ 0}(\rho * C_m) = \rho_* * \ [1 - \sqrt{1 - \ (\rho * C_m)/(\rho * C_m)_*}\ ];$$

(10’)

Надо отметить, что **выбор решения** (дозвукового или сверхзвукового) **не осуществляется автоматически**, да и не может быть автоматическим (в рамках модели одномерного течения идеальной сжимаемой жидкости). Например, при расчете течения газа в сопле Лаваля, вплоть до критического сечения **выбираем** «дозвуковое начальное приближение» (10), а после критического сечения **выбираем** «сверхзвуковое начальное приближение» (10’).

Как было сказано выше, нелинейное относительно плотности уравнение (6) легко решается «методом касательных» (методом Ньютона) по следующей итерационной процедуре:

$$f(x) = 0 \qquad (6'')$$

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)}.$$

В нашем случае итерационная формула будет выглядеть так:

$$\rho_{appr\ n+1} = \rho_{appr\ n} - \frac{Ĕ*\rho_{appr\ n}{}^{k+1} - Ĥ*\rho_{appr\ n}{}^{2} + Ǩ*(\rho*C_m)^2}{Ĕ*(k+1)*\rho_{appr\ n}{}^{k} - 2*Ĥ*\rho_{appr\ n}} \qquad (11)$$

Формула (11) обеспечивает очень *быструю (так называемую «квадратичную») скорость сходимости*.

3. Определив плотность в результате решения уравнения (6), ***легко*** **найдем** все остальные искомые осредненные параметры потока, являющиеся решением различных вариантов системы (1) – (4):

- Из (1) следует, что значение меридиональной составляющей вектора скорости будет:

$$C_m = \frac{G}{\rho*F}; \qquad (12)$$

- Значение окружной составляющей вектора скорости будет определяться по формулам следующим из «Уравнений момента количества движения», соответственно следующим случаям:

  Из (4.1) для безлопаточного пространства:

  $$C_u = \frac{\mathrm{Const}_4}{r} \qquad (13.1)$$

  Из (4.2) для **РК**:

  $$C_u = W_m * \mathrm{Ctg}\beta + \mathrm{u} \qquad (13.2)$$

  что соответствует: $u = \omega * r;$ $W_m \equiv C_m;$

  $W_u = W_m * \mathrm{Ctg}\beta;$ $C_u = W_u + u;$

  Из (4.2’) для **НА**:

  $$C_u = C_m * \mathrm{Ctg}\beta \qquad (13.2')$$

  что соответствует: $u \equiv 0;$ $W_m \equiv C_m;$

- Из (3.2) следует, что давление будет:

$$\mathrm{p} = \frac{\rho^{\mathrm{k}} * \mathrm{Const}_3}{\sigma^{\mathrm{k-1}}} \qquad (14.2)$$

Для изэнтропического процесса при отсутствии «учета потерь» из (3.1) следует, что давление будет:

$$\mathrm{p} = \rho^{\mathrm{k}} * \mathrm{Const}_3 \qquad (14.1)$$

4. По плотности, давлению и скорости можем получить следующие осредненные параметры характеризующие поток:

- a - местная скорость звука:

$$a = \sqrt{\frac{\mathrm{k} * \mathrm{p}}{\rho}} \qquad (15)$$

- M- число Маха;

Интересно отметить, что при движении в свободном пространстве важно не число Маха, по полной скорости $\overrightarrow{C(\overrightarrow{C_m}, C_u)}$, а, так называемое, «меридиональное число Маха» M_m см. [1], [2]:

$$\mathrm{M}_m = \frac{C_m}{a} \qquad (16.1)$$

При движении в **РК** используется число Маха, по относительной скорости $\overrightarrow{W\left(\overrightarrow{C_m}, W_u\right)}$

$$\mathrm{M}_W: \qquad \mathrm{M}_W = \frac{W}{a} \qquad (16.2)$$

При движении в **НА** используется число Маха, соответствующее полной скорости $\overrightarrow{C\left(\overrightarrow{C_m}, C_u\right)}$

$$\mathrm{M}: \qquad \mathrm{M} = \frac{C}{a} \qquad (16.3)$$

- T - температура потока;

$$\mathrm{T} = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}\text{-}1)} * \frac{p}{\rho * \mathrm{c}_p} \qquad (17)$$

5. Дополнительно к вышеуказанным газодинамическим параметрам можно определить параметры торможения и критические параметры по следующим формулам:

- Параметры торможения в абсолютном движении для **НА** и свободного пространства :

$$p_0 = \left(\frac{(\frac{(k-1)*H}{k})^k}{En_i} \right)^{\frac{1}{(k-1)}} \quad (18)$$

$$\rho_0 = (\frac{p_0}{En_i})^{\frac{1}{k}} \quad (19)$$

$$T_0 = \frac{k}{(k-1)} * \frac{p_0}{\rho_0 * c_p} \quad (20)$$

- Параметры торможения в относительном движении для **РК**:

$$p_{0w} = \left(\frac{(\frac{(k-1)*(H_{р.к.} + \frac{u^2}{2})}{k})^k}{En_i} \right)^{\frac{1}{(k-1)}} \quad (18')$$

$$\rho_{0w} = (\frac{p_{0w}}{En_i})^{\frac{1}{k}} \quad (19')$$

$$T_{0w} = \frac{k}{(k-1)} * \frac{p_{0w}}{\rho_{0w} * c_p} \quad (20')$$

- Критические параметры, например, в относительном движении для **РК**:

$$\rho_* = \rho_{0w} * \left(\frac{2}{\mathrm{k}+1}\right)^{\frac{1}{(\mathrm{k}-1)}} \quad (21)$$

$$p_* = (\rho_*)^{\mathrm{k}} * En_i \quad (22)$$

$$a_* = \sqrt{\frac{\mathrm{k}* p_*}{\rho_*}} \quad (23)$$

$$F_* = \frac{\mathrm{G}}{\rho_* * a_*} \quad (24)$$

где: F_*- критическая площадь проходного сечения [$\mathrm{м}^2$];

$$\mathrm{T}_* = \frac{\mathrm{k}}{(\mathrm{k}-1)} * \frac{p_*}{\rho_* * \mathrm{c}_p} \quad (25)$$

5. «Сработка» энтальпии, мощность и КПД:

- определив по (2.2.2) энтальпию потока на выходе из **РК -** H_2 , определяем «сработку» энтальпии (через «закрутку» потока на входе и выходе **РК**):

$$\Delta\mathrm{H} = \mathrm{H}_2 - \mathrm{H}_1 \quad (26)$$

что соответствует формуле Эйлера:

$$\Delta\mathrm{H} = \omega * \left((r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} - (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}\right); \quad (26')$$

- мощность (потребляемая ступенью компрессора или вырабатываемая в ступени турбины (в зависимости от знака ΔH)):

$$N = G * \Delta H \qquad (27)$$

- КПД:

- КПД в **РК** для турбинной ступени, который характеризует, разве что, относительный уровень преобразования в ступени полной энергии потока (без разбивки её на «эксергию» и «анергию») в механическую энергию с учётом потерь, правильней сказать, потерь «эксергии», а не потерь энергии:

$$\eta_{\text{мех.турб.ступ.}} = \frac{-N}{NQ} = \frac{-\Delta H}{H_1} \qquad (28)$$

где: $NQ = G * H_1$ - тепловая мощность [W];

Если же учитывать «оставшуюся располагаемую работу», иначе говоря, оставшуюся «эксергию», собственно для ступени можно использовать адиабатический КПД:

$$\eta_{\text{ад.турб.ступ.}} = \frac{-\Delta H}{H_1 - (H_2 - H_{\text{вых.агр}})} \qquad (28')$$

Можно считать, что: $H_{\text{вых.агр}} = H_{\text{атм.}}$

Кроме того, для ступени можно использовать

КПД характеризующий неизэнтропичность процесса

т.е. КПД характеризующий «потери эксергии» в ступени:

$$\eta_{\text{неиз.турб.ступ.}} = \frac{-\Delta H}{-\Delta H_{\text{из.}}} \qquad (28'');$$

$\Delta H_{\text{из.}}$ – изэнтропический перепад, рассчитанный с использованием уравнения процесса Пуассона.

- КПД для компрессорной ступени (в **РК**)

характеризующий «потери эксергии» (неизэнтропичность процесса) :

$$\eta_{\text{компр.ступ.}} = \frac{\Delta H_{\text{неиз.}}}{\Delta H_{\text{из.}}}, \qquad (29)$$

где: $\Delta H_{\text{неиз.}} \equiv \Delta H;$

$\Delta H_{\text{из.}}$ – изэнтропический перепад, рассчитанный с использованием уравнения процесса Пуассона.

Замечание 1:

Из (28) – видим, что в **РК** турбины не вся «энергия потока», т.е. полная энтальпия на входе в **РК** - H_1, может быть преобразована в механическую энергию («работу на валу»). Таким образом, на основании Второго закона термодинамики (мы не можем получить температуру торможения на выходе ниже температуры окружающей среды), устанавливается верхний предел КПД преобразования «термической энергии» в механическую энергию. Аналогия с максимально возможным КПД «цикла Карно»:

$$\eta_{\text{терм.турб.агр}} = \frac{-\Delta H+(H_2 - H_{\text{вых.агр}})}{H_1} \equiv \frac{H_1 - H_{\text{вых.агр}}}{H_1}$$

Можно считать, что: $H_{\text{вых.агр}} = H_{\text{атм.}}$

Совсем не сложно обобщить эту формулу на случай многоступенчатой турбины.

Замечание 2:

Тогда как для преобразования энергии в обратном направлении в **РК** компрессора – КПД будет меньше **1**, и только в предельном случае изэнтропического процесса сжатия достигает **1** .

ДОПОЛНЕНИЯ

Приняв решение поместить эту статью в **INTERNET,** я не собирался углубляться в аспекты, касающиеся обобщений постановки задачи, оставаясь в рамках модели движения стационарного потока квази-идеальной сжимаемой жидкости в проточной части турбомашин, с использованием так называемого «замыкающего уравнения» - уравнения состояния Клайперона-Менделеева для «совершенного газа»: $\frac{p}{\rho} = R_{gas} * \mathrm{T}$ (0)

«Квази-идеальной жидкости» – означает то, что мы косвенно учитываем диссипативные явления: «потери энергии» (неизэнтропичность процесса течения, т.е. рост энтропии).

Казалось, на этом можно было-бы и остановиться, но я всё же решил дополнить эту работу некими рассуждениями о «сути» постановки задачи и о возможных путях её обобщений, изложенных в «**Дополнении 1**» , в «**Дополнении 2**» и в «**Дополнении 3**».

Эти «рассуждения» – уже не обязательны, но они, как я надеюсь, могут быть интересны для читателей (а может быть и для «пользователей»).

Дополнение 1

Вкратце постараюсь описать более общий подход с использованием модели течения и преобразования энергии для реального (несовершенного) газа (пара), что представляется важным, например, для паровых турбин.

Для простоты будем рассматривать одноступенчатую турбомашину, вернее только один венец. Видимо, не представит труда обобщить всё сказанное на **n** ступеней (венцов).

1) Уравнение неразрывности (уравнение сохранения расхода):

$$\rho * C_n * \mathrm{F} = \mathrm{G} \equiv \mathrm{Const}_1 \qquad (1g)$$

где: $C_n \equiv C_m$;

$\mathrm{F} = (1 - \chi) * \mathrm{F}_i$; F_i- геометрическая площадь проходного сечения $[\mathrm{м}^2]$, без учёта «загромождения»;

2) Различные модификации уравнения Бернулли (закона сохранения или преобразования энергии для стационарных поточных процессов):

- Уравнение Бернулли в абсолютном движении для расчета параметров потока в направляющем аппарате (**НА**) или в свободном пространстве

$$\mathrm{H} = \mathrm{i} + \frac{\left(C_m{}^2 + C_u{}^2\right)}{2} \equiv \mathrm{Const}_{2,1} \qquad (2.1g)$$

Где: i - удельная энтальпия потока [дж/кг];

e - удельная внутренняя энергия [дж/кг];

$$\mathrm{i} = \frac{p}{\rho} + \mathrm{e} \qquad (2.1.1g)$$

При этом: $\mathrm{H}=\mathrm{H}(p_0, \rho_0, \mathrm{T}_0)$???

- Уравнение Бернулли в относительном движении для расчета параметров потока в рабочем колесе (**РК**)
  (в областях преобразования «энергии потока»
  и механической энергии)

$$\mathrm{H_{р.к.}}=\mathrm{i}\ +\ \frac{\left(C_m{}^2+W_u{}^2\right)}{2}-\frac{u^2}{2}\equiv\ \mathrm{Const}_{2,2} \qquad (2.2\ \mathrm{g})$$

При этом: $\mathrm{H_{р.к.}}=\mathrm{H_{р.к.}}(p_{0w},\rho_{0w},\mathrm{T}_{0w})-\frac{u^2}{2}$???

Где: $u=\omega*r;\quad W_u=C_u\text{ - }u;\quad C_u=W_u+u;$

- Обобщенная энтальпия (ротальпия) в относительном движении получается из энтальпии на входе в проточную часть **РК** следующим образом:

$$\mathrm{H_{р.к.}}=\mathrm{H}_1\text{ - }\omega*(r*C_u)_{\text{вх.р.к.}} \qquad (2.2.1\ \mathrm{g})$$

где: $(r*C_u)_{\text{вх.р.к.}}$ – «закрутка» потока на входе в **РК.**

Энтальпия в абсолютном движении на выходе из **РК** :

$$\mathrm{H}_2=\mathrm{H_{р.к.}}\ +\omega*(r*C_u)_{\text{вых.р.к.}} \qquad (2.2.2\ \mathrm{g})$$

где: $(r*C_u)_{\text{вых.р.к.}}$ – «закрутка» потока на выходе из **РК.**

3) Различные варианты «замыкающего уравнения» - уравнения состояния общего вида:

$$\Phi(p, \rho;\ \mathrm{T}, \mathrm{S};\ \mathrm{i}) = 0 \qquad (0\ \mathrm{g})$$

где: S- энтропия [дж/(кг*К)];

индекс – (g) здесь и ниже, ассоциируется со словом general.

Если использовать «продвижение» по уравнению (0 g) при постоянной энтропии $\mathrm{S} = \mathrm{Const}_3$, мы получим «изэнтропический процесс», своего рода аналог уравнения Пуассона для несовершенного газа:

$$\Phi_{\text{из.}}(p, \rho;\ \mathrm{T}, \mathrm{S} = \mathrm{Const}_3;\ \mathrm{i}) = 0 \qquad (3.1\ \mathrm{g})$$

Если «продвигаться» по уравнению (0 g) при росте энтропии $\Delta\mathrm{S} \geq 0$, мы получим «неизэнтропический процесс» для несовершенного газа:

$$\Phi_{\text{неиз.}}(p, \rho;\ \mathrm{T}, \mathrm{S} + \Delta\mathrm{S};\ \mathrm{i}) = 0 \qquad (3.2\ \mathrm{g})$$

В большинстве случаев в уравнении (0 g) по двум заданным параметрам в неявном виде мы принципиально можем найти интересующие нас остальные. Конкретный вид функциональной зависимости выражающей уравнение состояния для каждого вида рабочего тела методами термодинамики указать невозможно. Уравнение состояния реального газа получается либо из микрофизических представлений о структуре вещества, либо опытным путём.

Например, при «ручных» расчётах процессов в паровых турбинах, по традиции используется (использовалась) аппроксимация уравнения состояния водяного пара в виде , **i-s** диаграммы в табличном или графическом виде составленные Вукаловичем и Новиковым.

С точки зрения расчётов на компьютерах некоторая громоздкость формул связанных с термодинамическими свойствами реальных газов, со своего рода вириальными уравнениями состояния не представляет каких-либо принципиальных трудностей. Необходимо только, говоря языком программистов, иметь «подпрограммы», численно реализующие аппроксимацию уравнения состояния с необходимым набором входных (обычно двух) и выходных параметров.

В качестве входных параметров часто используется температура T и давление p или температура T и плотность ρ. Образно можно сказать, что в наше время нет смысла пользоваться счётами и, даже, логарифмическими линейками.

Например, на открытых сайтах Московского Энергетического института приведены алгоритмы и программы (на MATHCAD-e), разработанные Российским Национальным комитетом (RNC) от International Association for Properties of Water and Stream (IAPWS) (см.: ссылки на сайты с (13) –по- (24)), соответствующие **уравнениям состояния "IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam" ("Система уравнений Международной ассоциации по свойствам воды и водяного пара для вычисления термодинамических свойств воды и водяного пара в промышленных расчетах 1997 года").**

В «современном компьютерном мире» в свободном интерактивном режиме эти сайты можно использовать, непосредственно подсоединяя их к своим расчётным программам. Т.к. в вышеуказанных сайтах подробно приведены и алгоритмы (весь необходимый комплект расчётных формул), то можно составить и «свои собственные» (под)программы.

Учёт «потерь энергии», вернее роста энтропии, осуществляется через использование экспериментально определяемого **коэффициента потери скорости -** ξ .

ξ - может соответствовать потерям связанных с различного сорта диссипативными явлениями (вязкостное трение, ударные волны, перемешивание потока и т.д.).

$$\xi = 1 - \frac{W_{\text{неиз.}}{}^2}{W_{\text{из.}}{}^2};$$

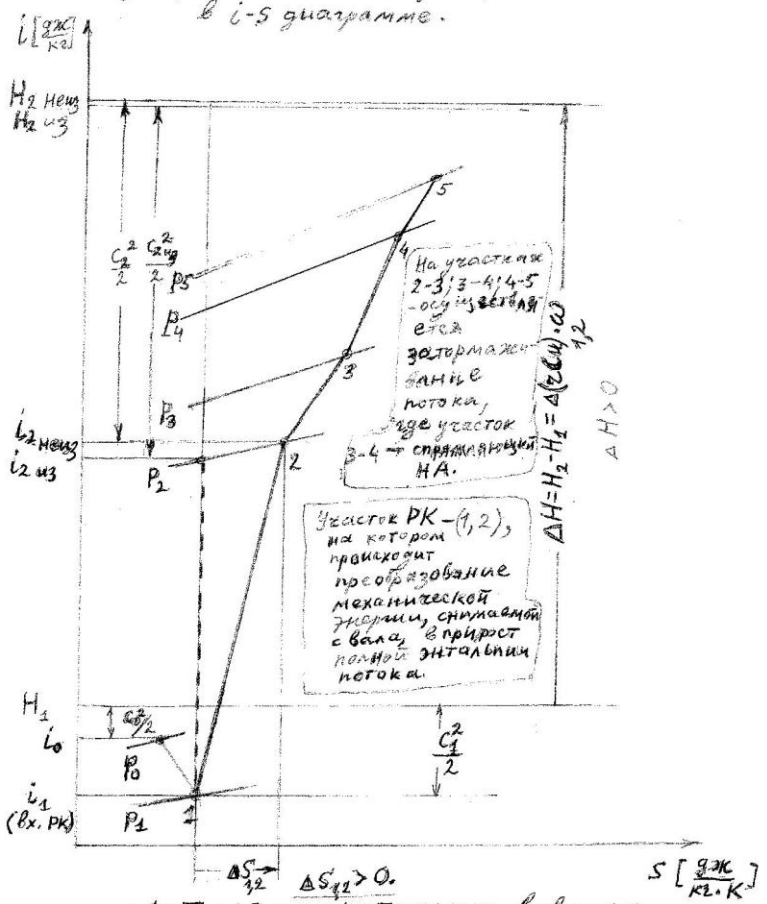
Где: $\frac{W_{\text{из.}}{}^2}{2} = \text{H}_{\text{р.к.}} - i_{\text{из}} + \frac{u^2}{2};$

а значение изэнтропийной энтальпии $i_{\text{из}}$ определяем по формуле аппроксимирующей уравнение состояния при постоянной энтропии типа (3.1 g). Например – по **i-s** диаграмме, выражающей зависимость $i_{\text{из}} = i(p, \text{s} = \text{Const}_3)$.

Зная ξ и $W_{\text{из.}}{}^2$ определяем: $W_{\text{неиз.}}{}^2$;

По значению $W_{\text{неиз.}}{}^2$ определяем: $i_{\text{неиз}} = \text{H}_{\text{р.к.}} - \frac{W_{\text{неиз.}}{}^2}{2} + \frac{u^2}{2};$

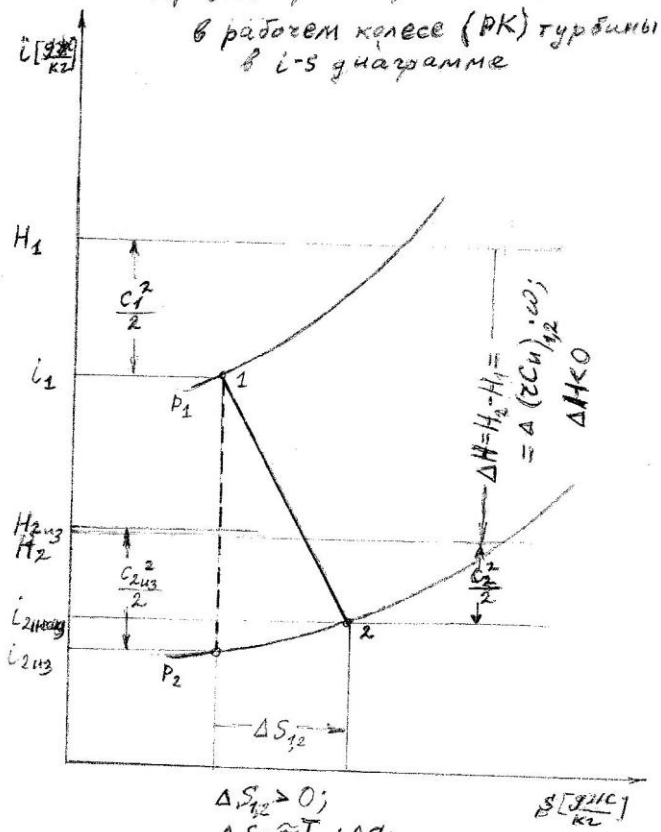
Процесс сжатия газа в ступени центробежного компрессора в i-S диаграмме.



$\Delta S_{1,2} = T_{1,2} \cdot \Delta q_{1,2}$ – прирост энтропии, вызванный диссипативными процессами в потоке и обуславливающий неизэнтропичность процесса.

$\Delta H = \omega \cdot [(rCu)_2 - (rCu)_1]$ – прирост полной энтальпии, в РК, за счёт совершаемой механической работы над потоком.

Процесс расширения газа
в рабочем колесе (РК) турбины
в i-s диаграмме



$\Delta S_{12} \approx T_{1,2} \cdot \Delta q_{1,2}$ – прирост энтропии, вызванный диссипативными процессами в потоке,

$\Delta H = \omega \cdot [(rCu)_2 - (rCu)_1]$ – уменьшение ("отрицательный прирост") полной энтальпии потока

4) Уравнение момента количества движения.

- Уравнение сохранения момента количества движения в свободном безлопаточном пространстве:

$$r * C_u \equiv \text{Const}_4 \qquad (4.1\ g)$$

- Уравнение изменения момента количества движения на рабочем участке лопаточного аппарата **РК**:

$$r * C_u = r * (W_m * \text{Ctg}\beta + u) \qquad (4.2\ g)$$

что соответствует: $u = \omega * r;$ $W_m \equiv C_m;$

$$W_u = W_m * \text{Ctg}\beta; \qquad (4.2.1\ g)$$

$$C_u = W_u + u; \qquad (4.2.2\ g)$$

- Уравнение изменения момента количества движения на рабочем участке лопаточного аппарата **НА**:

$$r * C_u = r * (C_m * \text{Ctg}\beta) \qquad (4.2'\ g)$$

что соответствует: $u \equiv 0;$ $W_m \equiv C_m;$

$$C_u = C_m * \text{Ctg}\beta; \qquad (4.2.1'\ g)$$

Замечание 1:

Надо отметить, что **процесс решения полной системы** уравнений термо-газодинамики (1 g) - (4 g), использующей модель несовершенного (реального) газа, в случае рассмотрения неизэнтропичести процесса течения, **может быть только итеративным**. Система (1 g) - (4 g) - является существенно нелинейной.

Замечание 1.1:

Выпишем уравнение, к примеру для **РК**, аналогичное «**уравнению Дорфмана»** (6) и вытекающего из системы (1 g) - (4 g) для реального газа :

$$\mathrm{i}(\rho, \mathrm{s}(p, \mathrm{T})) * \rho^2 - \left(\mathrm{H}_{\text{р.к.}} + \frac{u^2}{2}\right) * \rho^2 +$$

$$\frac{(1+Ctg^2\beta)}{2} * (\rho * W_m)^2 = 0 \quad (6.1\,\mathrm{g})$$

Где: $W_m \equiv C_m$;

$(\rho * W_m)$ – известно из (**1** g);

В отличие от «**уравнения Дорфмана»** (6) для совершенного газа, трансцендентное уравнение (6.1 g) требуется решать в системе совместно с уравнением состояния

$$\Phi(p, \rho;\ \mathrm{T}, \mathrm{s};\ \mathrm{i}) = 0 \qquad (0\ \mathrm{g})$$

т.е. используя методику «IAPWS» для реального газа: как для изэнтропического, так и для неизэнтропического процессов.

Замечание 2:

Если использование системы (1 g) - (4 g) является затруднительным, мы можем «вернуться» к системе аналогичной (1) - (4) для квазисовершенного газа. В этих случаях используется некий «условный осреднённый показатель адиабаты» k , но при этом $\mathrm{k} \neq \frac{\mathrm{c}_p}{\mathrm{c}_v}$, а является чисто эмпирической величиной.

Например:

1. в области перегретого пара рекомендуемое значение:

$$k = 1.3;$$

2. в области влажного насыщенного пара рекомендуемое значение:

$$k = 1.035 + 0.1 * x;$$

где x - степень сухости.

2.1. При $x = 1$, для адиабаты на пограничной кривой

i-s диаграммы: $k = 1.135;$

3. Для продуктов сгорания из КС (камеры сгорания) газовой турбины вполне достаточно рассматривать модель совершенного газа с показателем $k = 1.35;$

4. Для воздуха рассматривается модель совершенного газа с показателем $k = 1.4;$ (это соответствует теоретически получаемому значению для двухатомного газа).

Замечание 2.1:

Одним из способов упрощения расчетов для несовершенного (реального) газа - является использование некоего «локального» показателя $\mathrm{k} = \frac{c_p}{c_v}$, где значения для удельных теплоёмкостей $c_p\ (\rho,\ \mathrm{T})$ или $c_v\ (p,\ \mathrm{T})$ имеющих своё локальное значение и связанные друг с другом соотношением $R_{gas} = c_p - c_v$ получаются по выше указанной методике «IAPWS» для реального газа. С таким значением «локального k» можно использовать систему аналогичную (1) - (4) как для квазисовершенного газа.

Назовём это «локальной моделью квазисовершенного газа».

Дополнение 2

«**Дополнение 2**» уже практически не имеет того прикладного значения, которое могут представлять «**Дополнение 1**» и последующее «**Дополнение 3**» .

Но всё же я изложу здесь (в этом дополнении) некоторые сущностные вещи с точки зрения термодинамики и газодинамики поточных процессов и преобразования энергии, вполне возможно и не слишком банальные. Повторюсь, что эти «рассуждения» – уже не обязательны, но они, как я надеюсь, могут быть интересны для читателей (а может быть и для «пользователей»).

1. По сути дела, мы рассматриваем два уравнения выражающие «законы сохранения и/или преобразования энергии»:
   1.1 Уравнение типа уравнения Бернулли (см. (2.1g) или (2.2g)), выражающее **закон сохранения** полной энергии (полной энтальпии) или **закон изменения полной энергии рабочего тела в потоке в** РК при рассмотрении обобщённого уравнения Бернулли в относительном движении и обратном переходе из относительного движения в абсолютное движение на выходе из **РК**. Таким образом, мы получаем **«механизм преобразования»** полной энтальпии потока в механическую энергию на валу в процессе работы «интегральной подъёмной силы», вызванной изменением момента количества движения и угловой скоростью вращения вала.

В результате, мы в качестве следствия автоматически получаем формулу, называемую «формулой Эйлера»:

$$\Delta H \equiv H_2 - H_1 = \omega * [(r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} - (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}] \qquad (2.2.3)$$

Хочу отметить, что обобщённое уравнение Бернулли в **РК**

$$H_{\text{р.к.}} = i + \frac{(C_m^2 + W_u^2)}{2} - \frac{u^2}{2} \equiv \text{Const}_{2,2} \qquad (2.2\ g)$$

можно представить в другой форме, в которой наглядно «просматривается» «механизм» преобразования различных видов энергии:

$$H_{\text{р.к.}} = i + \frac{(C_m^2 + C_u^2)}{2} - u*C_u \equiv \text{Const}_{2,2} \qquad (2.2\ g')$$

Где: i - удельная энтальпия потока [дж/кг];

e - удельная внутренняя энергия [дж/кг];

$$i = \frac{p}{\rho} + e \qquad (2.1.1g)$$

Если мы рассмотрим уравнение (2.2.3) определяющее изменение полной удельной энергии в потоке в более общей постановке, то будем иметь:

$$\Delta H \equiv H_2 - H_1 = \Delta A_{1,2} + \Delta Q_{1,2} \qquad (2.2.3'')$$

Где:

$\Delta A_{1,2}$ - удельная техническая работа, например, подводимая **РК** компрессора или, со знаком минус, снимаемая на валу турбины [дж/кг];

$$\Delta A_{1,2} = \omega * [(r * C_u)_{\text{вых.р.к.}} - (r * C_u)_{\text{вх.р.к.}}] \qquad (2.2.3.1)$$

$\Delta Q_{1,2}$ - затраты подводимого тепла к рабочему телу при наличии теплообмена с окружающей средой, например через стенки канала [дж/кг];

При $\Delta Q_{1,2} \neq 0$ т.е. при подводе тепла $\Delta Q_{1,2} > 0$ (или при теплоотводе $\Delta Q_{1,2} < 0$) мы имеем **модель неадиабатического течения** и, автоматически, **неизэнтропического**.

1.2 С другой стороны, мы, даже в случае адиабатического процесса течения ($\Delta Q_{1,2} = 0$ через стенки канала), рассматриваем два возможных процесса: **изэнтропический** и **неизэнтропический.**

В рамках модели идеальной сжимаемой жидкости (отсутствие вязкости) понятия адиабатического и изэнтропического процессов (за исключением ударных явлений в сверхзвуковой области) совпадают.
В случае **изэнтропического процесса,** в рамках модели одномерного, а тем самым и **осреднённого** потока, никаких видимых противоречий с моделью общего **адиабатического процесса течения** нет**.** Впрочем, и в этом случае происходит некое, я бы сказал ***«расщепление»*** «закона сохранения и/или преобразования энергии» на два закона:

1. «**закон преобразования полной энтальпии**» и
2. некий, своего рода *локальный,* «***закон преобразования внутренней энергии для элемента движущейся среды***», как подвижной закрытой термодинамической системы, выражающий для такой «*физически материальной точки*» **первое начало термодинамики**:

$$\mathrm{d}e = \mathrm{d}q - p * \mathrm{d}v \qquad (3'')$$

где: $v = \frac{1}{\rho}$ - удельный объём [$м^3/кг$];

$$\mathrm{d}e = \mathrm{d}q - p * \mathrm{d}\left(\frac{1}{\rho}\right) \qquad (3'')$$

где: $\mathrm{d}q = \mathrm{T} * \mathrm{dS}$

при этом: $\mathrm{d}q = 0$ для **изэнтропического *(обратимого)* процесса** изменения внутренней энергии. В этом случае, например, для совершенного газа мы и получаем уравнение Пуассона

$$En = \frac{p}{\rho^{\mathrm{k}}} \equiv \mathrm{Const}_3 \qquad (3.1)$$

Существует интересный **вопрос**, во всяком случае, для меня:

а чем же по существу отличаются члены: $\Delta Q_{1,2}$ из $(2.2.3'')$

и $\mathrm{d}q = \mathrm{T} * \mathrm{dS}$ из $(3'')$?

Т.е. спрашивается, чем же отличаются **модель неадиабатического процесса течения** от **модели неизэнтропического процесса (адиабатического процесса от изэнтропического процесса)?**

Ответа на этот вопрос, оставаясь в рамках термодинамической модели для одномерного (осреднённого) потока, *без дополнительных обобщающих предположений* **не существует**!!! Правильней сказать, что оставаясь в рамках модели течения идеальной жидкости (отсутствует вязкость), при отсутствии теплообмена с окружающей средой, понятия адиабатического течения $(\Delta Q_{1,2} = 0)$ и изэнтропического $(\mathrm{d}q = 0)$ процессов совпадают.

Ещё хочу обратить внимание на то, что уравнения типа уравнения Пуассона в рамках его рассмотрения в газовой динамике для случаев более высокой размерности, чем 1, является, своего рода, локальным уравнением справедливым, вообще говоря, для «движущейся частицы», то, что было названо выше «***элементом движущейся среды***».

Для осуществления возможности **экспериментального учёта диссипативных явлений** (эффектов вязкостного трения, роста энтропии при наличии ударных волн и т.п.) мы реализуем **обобщенную модель одномерного (осреднённого) потока**, как здесь называется, **модель квази-идеальной сжимаемой жидкости**. В рамках данной модели считаем, что даже, если течение - адиабатическое ($\Delta Q_{1,2} = 0$), мы можем учитывать «потери энергии» (рост анергии), рассматривая **неизэнтропический процесс,** для которого $\mathrm{d}q = \mathrm{T} * \mathrm{ds} \geq 0;$

Это соответствует учёту роста энтропии вне зависимости от теплообмена через стенки канала.

Экспериментальный учёт диссипативных явлений, как неоднократно говорилось выше, осуществляется посредством *коэффициента потери скорости*. Это приводит, к «обобщённому уравнению Пуассона» для случая уравнения состояния совершенного газа:

$$\frac{p}{\rho^{\mathrm{k}}} * \sigma^{\mathrm{k-1}} = En * \sigma^{\mathrm{k-1}} \equiv \mathrm{Const}_3 \qquad (3.2)$$

Для реального (несовершенного) газа используется, например, **i-s** диаграмма или используется аппроксимация уравнения состояния по методике «IAPWS» с учётом роста энтропии:

$$\Phi_{\text{неиз.}}(p, \rho;\ \mathrm{T}, \mathrm{s} + \Delta \mathrm{s};\ \mathrm{i}) = 0 \qquad (3.2\ \mathrm{g})$$

Замечание («чисто философского характера»):

Можно, в обще-функциональном обобщённом виде, записать удельную полную энтальпию как функцию, выражающую её зависимость от следующих параметров: термодинамических потенциалов и «координат», **попарно характеризующих воздействия** окружающей среды на термодинамическую систему, иначе говоря, **взаимодействия** с окружающей средой. Попарно они определяют, так называемое, количество степеней свободы системы.

$$\mathrm{H} = \mathrm{H}\left(p, \mathcal{v} = \frac{1}{\rho};\ \mathrm{T}, \mathrm{S};\ \ \Delta\left(r * \mathrm{C_u}\right), \omega;\ \ g, h;\ \ \ \mathrm{e};\ \frac{\left(\mathrm{C_m}^2 + \mathrm{C_u}^2\right)}{2};\right);$$

(1 g-2 g-3 g-4 g)

Это выражение в неявном виде включает в себя всю систему уравнений (1 g)-(2 g)-(3 g)-(4 g). Здесь мы имеем 4 степени свободы.

В качестве дополнительных параметров, не имеющих пары, а характеризующих разве только «собственную» энергию, включены: удельные внутренняя e и кинетическая энергии $\frac{\left(\mathrm{C_m}^2 + \mathrm{C_u}^2\right)}{2}$.

Для общности, в это выражение включены и «массовые силы»:

- «ускорение свободного падения» g, определяющее равномерное поле силы тяжести, для которой координатой будет высота h;

- «изменение момента количества движения» $\Delta(r * C_u)$, которое, в модели бесконечно густой решётки, можно рассматривать как массовую силу. Для реальной решётки с конечным шагом процесс будет пульсирующим.

Надо бы добавить, что в это обобщённое выражение, при изменении ΔH , входит и работа сил давления по изменению объёма Δv. Например, если мы будем рассматривать работу по сжатию рабочего тела в поршневом компрессоре. Т.к. в поршневом компрессоре процесс носит периодический характер, то при нашем термодинамическом подходе в этом случае требуется произвести осреднение по времени по отношению к периоду сжатий.

Дополнение 3

Вкратце остановлюсь на некоторых аспектах связанных с условиями постановки задачи .

В данной работе мы, в конечном итоге, определяем объём механической работы при преобразовании полной энергии потока (полной энтальпии) в механическую энергию, снимаемую с вала турбины; или, наоборот, повышение полной энтальпии за счёт совершения механической работы в компрессоре. Надо иметь в виду, что такой расчёт производится при следующих условиях:

заданы режимные параметры потока:

- задан (постоянный) массовый расход газа;

- плотность на входе;

- статическое давление на входе;

- начальная «закрутка» потока $(r * C_u)_{\text{вх.}}$ на входе;

- при заданной угловой скорости вращения вала **РК**;

- экспериментальные коэффициенты потерь энергии (ξ - коэффициенты потери скорости) в каждом расчётном сечении;

основные «определяющие» конструктивные параметры :

- площади проходных сечений;

- «загромождение» ($0 \leq \chi < 1$);

- средний радиус входа в рабочую область (**НА** или **РК**);

- средний радиус текущего сечения рабочей области (**НА** или **РК**);

- средний радиус выхода из рабочей области (**НА** или **РК**);

- угол входа в рабочую область;

- угол выхода из рабочей области;

- текущий угол в выбранном сечении рабочей области;

мы рассматриваем, так называемую, «модель решётки бесконечной густоты» с учётом «загромождения».

В принципе, можно рассматривать и другие постановки задачи, например, задачу с заданными параметрами на входе и противодавлением на выходе из проточной части. Тогда, например, по формуле типа «формулы для располагаемой удельной работы» определить по перепаду полной энтальпии, соответственно желаемой мощности: требуемую угловую скорость вращения, массовый расход газа и основные геометрические параметры проточной части: средние радиусы, площади проходных сечений и требуемые поточные углы.

Ещё раз о данной работе:

Я пытаюсь рассуждать о том месте и о той «нише», которое, по моему мнению, как минимум, на стадии «предпроектных», «оценочных» расчётов, должна занимать изложенная методика. Методика может служить программным обеспечением (software) «конструктора» и базируется как на математической строгости постановки и решения задачи, так и на органической возможности «подключения» экспериментального /инженерного опыта.

Об авторе

Владимир Исаакович Лев — инженер и исследователь, специализирующийся по газовой динамике, термодинамике и анализе турбомашин.

Настоящая работа обобщает многолетние исследования, посвящённые математически строгим инженерным методам термо-газодинамических расчётов турбин и компрессоров.

About the Author

Vladimir Isaakovich Lev is an engineer and researcher specializing in gas dynamics, thermodynamics, and the analysis of turbomachinery.

This work summarizes many years of research dedicated to mathematically rigorous engineering methods for thermo-gas-dynamic calculations of turbines and compressors.

==========

Я буду очень благодарен тем читателям /экспертам, а, надеюсь, и потенциальным или реальным пользователям предложенной методики за любые критические и не очень критические замечания или пожелания, как по сути содержания, так и по форме, стилю и т.п. С удовольствием отвечу на «электронные письма».

Благодарности:

В период моей работы в ЦКТИ им. И.И. Ползунова хочу выразить благодарность А. Р. Шустеру, повлиявшего, как явно, так и косвенно, на моё интеллектуальное развитие в области прикладной математики, да и не только прикладной и не только математики. В период моей учёбы в университете и в последующие годы «советского периода» особо хочу поблагодарить за «влияние» на меня в области фундаментальных наук, вплоть до мировоззрения, я бы сказал «миропонимания» Градусова В.П. и ещё хочу поблагодарить Кузнецова В.И.

Ещё благодарю моего руководителя по работе в ЦКТИ Дорфмана Л. А.

Как со мной связаться

Связаться с автором данной «статьи» (данной «работы») с целью помощи, консультаций, предоставления расчётов «демонстрирующих» (на **MATHCAD**-е) данную методику можно по ***e-mail :***

lev43.work@gmail.com

Существует возможность составления (разработки) программы, реализующей расчёты по данному методу (с учётом потребностей «пользователя»), например, на **языке С** или на **MATHCAD**-е.

Возможно также расширение (обобщение) этой «оценочной» методики, например, для расчётов турбореактивных двигателей, газотурбинных установок в сочетании с камерами сгорания … и т.д. и т.п.